Die Wechselwirkung zwischen einer Elektronenströmung und einem longitudinalen elektrischen Wechselfeld

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

Genehmigt von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin

von

Heinz Wehde
aus Weingarten (Württ.)

Tag der mündlichen Prüfung: 3. April 1940
Tag der Promotion: 15. Oktober 1940

N 52

Referenten: Dozent Dr. H. Hinderer
Professor Dr. E. Schumann

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Einleitung. Ziel der Arbeit	1
Die Wechselwirkung zwischen einer Elektronenströmung und einem longitudinalen elektrischen Wechselfeld	1
I. Die Elektronengeschwindigkeiten unter dem Einfluss eines Wechselfeldes	2
II. Der äussere Strom	5
III. Auswertung der zwischen Strom und Spannung bestehenden Beziehungen	19
Zusammenfassung	22
Schrifttum	23

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550822_0067

Einleitung. Ziel der Arbeit.

Das Arbeiten mit gittergesteuerten Elektronenröhren im Dezimeterwellengebiet brachte bald die Erfahrung, dass die Strom-, Spannungs- und Phasenverhältnisse an der Röhre nicht mehr den statischen Gesetzen gehorchen. Die Laufzeit der Elektronen liegt bereits in der Grössenordnung der Schwingungszeit. Über das Verhalten von Elektronenströmungen unter dem Einfluss hochfrequenter Wechselfelder sind in der Literatur schon eine Reihe von Arbeiten erschienen 1). Jedoch beschäftigen sich alle Veröffentlichungen mehr oder weniger mit kleinen Wechselspannungen und den damit zusammenhängenden Ersatzwiderständen der Röhren. Auf Grund von neueren experimentellen Arbeiten 2) besteht aber das Bedürfnis, die Verhältnisse auch bei grossen Amplituden theoretisch erfassen zu können. Es soll das Ziel dieser Arbeit sein, an einem besonderen Beispiel die Wechselwirkung zwischen Elektronenströmung und Wechselfeld zu ermitteln. Das Verfahren selbst ist auch leicht auf ähnliche Probleme anzuwenden.

Der erste Abschnitt der Arbeit stellt eine Behandlung der Elektronengeschwindigkeiten und Laufzeiten unter dem Einfluss eines Wechselfeldes dar. Aus den dabei graphisch gewonnenen Beziehungen werden im nächsten Abschnitt die Stromverhältnisse abgeleitet. Im dritten Abschnitt werden endlich die gewonnenen Erkenntnisse diskutiert und die Anwendungen auf einige Fälle gezeigt.

Die Wechselwirkung zwischen einer Elektronenströmung und einem longitudinalen elektrischen Wechselfeld

Die zur Steuerung einer Elektronenströmung vorhandenen Möglichkeiten sind zahlreich. Beschränkt man sich auf Zustandsänderungen, bei denen die Elektronen ihre ursprüngliche Richtung beibehalten, so lässt sich die Steuerung bzw. Modulation der Strömung in der Form darstellen $i_{conv} = f(t)$. Da der Strom zunächst eine Funktion der Dichte und der Geschwindigkeit ist, so ergeben sich die beiden Arten, nämlich die Dichte- und die Geschwindigkeitssteuerung. In der Regel geschieht das innerhalb eines bestimmten Modulationsraumes. Die im folgenden gebrachte Untersuchung beschäftigt sich nun speziell mit der Geschwindigkeitsmodulation.

In Abb. 1 können mehrere Fälle unterschieden werden:

1. Einfache Diode.

Die Ebene 1 sei eine Elektronen emittierende Kathode. Zwischen ihr und der Ebene 2 liege der Modulationsraum. Die Elektronen stehen nur unter dem Einfluss der durch die Wechselspannung hervorgerufe-

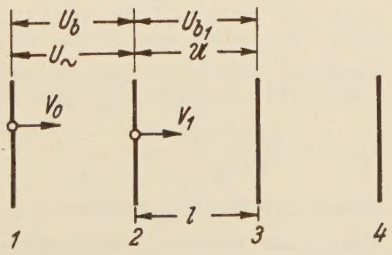


Abb.1

nen Kräfte. Ihre Anfangsgeschwindigkeit sei Null.

2. Diode mit Vorspannung.
Ausser der Wechselspannung unterliegen die Elektronen noch einer gleichmässig beschleunigenden Gleichspannung U_b.

3. Diode mit Anfangsgeschwindigkeit.
Die Elektronen werden im Raum 1-2 auf die Geschwindigkeit v_1 gebracht und treten so in den Modulationsraum 2-3 ein. Dort unterliegen sie der Wechselspannung.

4. Diode mit Anfangsgeschwindigkeit und Vorspannung.
Ausser der Wechselspannung sollen die Elektronen zusätzlich durch eine zweite Gleichspannung beschleunigt oder gebremst werden.

Da der Fall 3. im Anschluss an einige neueren Arbeiten 3) besondere Bedeutung hat, sollen nun dafür die bei der Steuerung auftretenden Wechselwirkungen untersucht werden. Zur Vereinfachung werden noch einige Annahmen gemacht. Die Elektronenströmung erfolge in einer Richtung, die auf den als eben angenommenen elektrischen Potentialflächen senkrecht steht. Die Ebenen 2 und 3 seien ideale metallische Netze und der von ihnen in dieser Eigenschaft aufgenommene Stromanteil sei Null. Der gesamte von 1 ausgehende Elektronenstrom erreiche die Platte 4. Die Betrachtungen beziehen sich nur auf langsame Elektronen. Die Elektronendichte sei so gering, dass die Wirkung der Raumladung nicht in Erscheinung tritt.

I. Die Elektronengeschwindigkeit unter dem Einfluss eines Wechselfeldes

Die Elektronen, die von der Ebene 1 ausgehen, haben nach Durchlaufen der Vorkammer beim Durchtritt durch die Ebene 2 die von der Beschleunigungsspannung U_b abhängige Geschwindigkeit

$$v_1 = \sqrt{\frac{2e}{m} U_b} \qquad (1)$$

Durch den Einfluss der Wechselspannung wird sich der Elektronengeschwindigkeit eine in Flugrichtung oder entgegengesetzt wirkende Geschwindigkeit v_m überlagern. Diese beiden Geschwindigkeiten haben eine bestimmte Verweilzeit der Elektronen in der Kammer zur Folge.

Das einzelne Elektron unterliegt der elektrischen Kraft

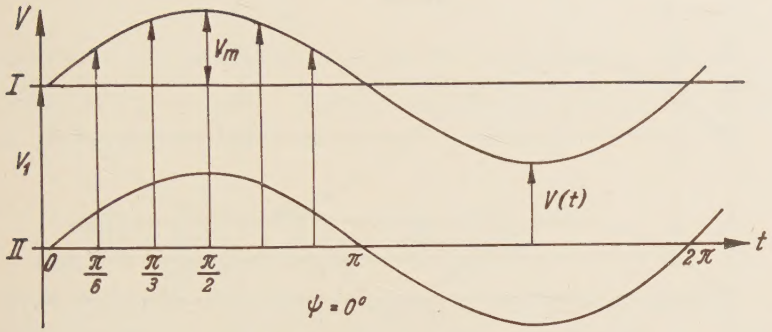
$$m \frac{dv}{dt} = e\mathfrak{E} = eE_o \cos \omega t \qquad (2),$$

wenn man unter $\mathfrak{E}$ die elektrische Feldstärke des Wechselfeldes, unter E_o seine Amplitude und unter ω seine Frequenz versteht. Die zunächst gesuchte Geschwindigkeit des i-ten Elektrons ergibt sich durch Integration der Gleichung (2) zu

$$v_i(t) = \frac{e}{m} E_o \int_{t_1}^{t} \cos \omega t \, dt + v_1 = \frac{e}{m} \frac{E_o}{\omega} (\sin \omega t - \sin \psi_i) + v_1 \qquad (3),$$

wobei die Eintrittsphase $\psi_i = \omega t_1$ ist. Der jeweilige Wert ist aus Abb. 2 zu ersehen. Während einer Phase des Wechselfeldes wurden 12 in gleichen Abständen ($o, \frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{3}, \frac{\pi}{2}, \ldots$) eintretende Elektronen betrachtet. Kurve I kann als Geschwindigkeitskurve für ein Elektron dienen, wenn der Koordinatenanfangspunkt um v_1 nach II verlegt wird, und hier die Abszissenachse, die für jenes Elektron gültige

Abb.2



Zeitachse ist, das gerade bei der Phase Null in die Kammer eintritt.

Das zum nächsten Zeitpunkt eintretende Elektron wird das Wechselfeld, da dies hochfrequent, bereits in einer anderen Phase vorfinden. Um dieselbe Geschwindigkeitskurve verwenden zu können, wird der Koordinatenursprung (Abb. 3) nach III verlegt, mit den neuen Achsen t' und v'. Die angezeigte Anfangsgeschwindigkeit ist wieder die gleiche = v_1, da die Hilfskurve II parallel zur Geschwindigkeitskurve im Abstand v_1 verläuft. Die geschwindigkeitserhöhende Wirkung von v_m ist für diese Eintrittsphase kleiner, während die geschwindigkeitsmindernde Wirkung auf dasselbe Elektron zu einer um eine halbe Schwingungsdauer späteren Zeit, um denselben Betrag grösser ist.Die Hilfskurve II gibt also den Ort der Koordinatenanfänge für jedes zu einem beliebigen Zeitpunkt t (gerechnet vom Koordinatensystem II) eintretende Elektron.

Abb.3

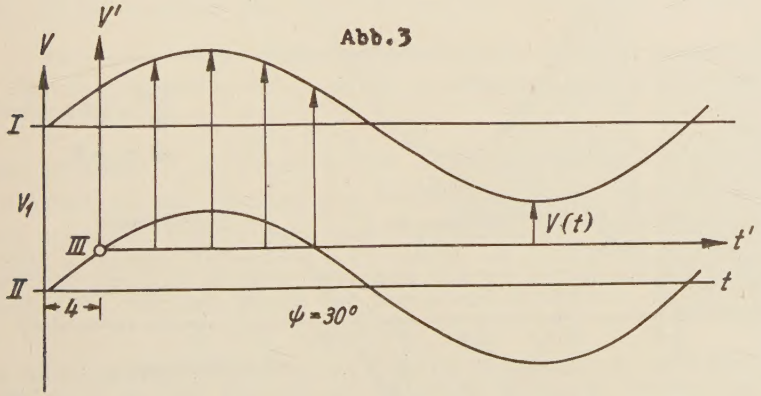
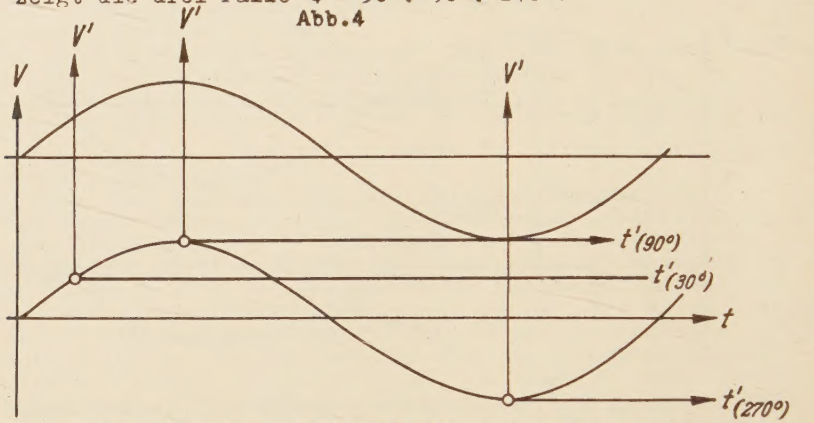


Abb. 4 zeigt die drei Fälle $\Psi = 30^\circ, 90^\circ, 270^\circ$.

Abb.4

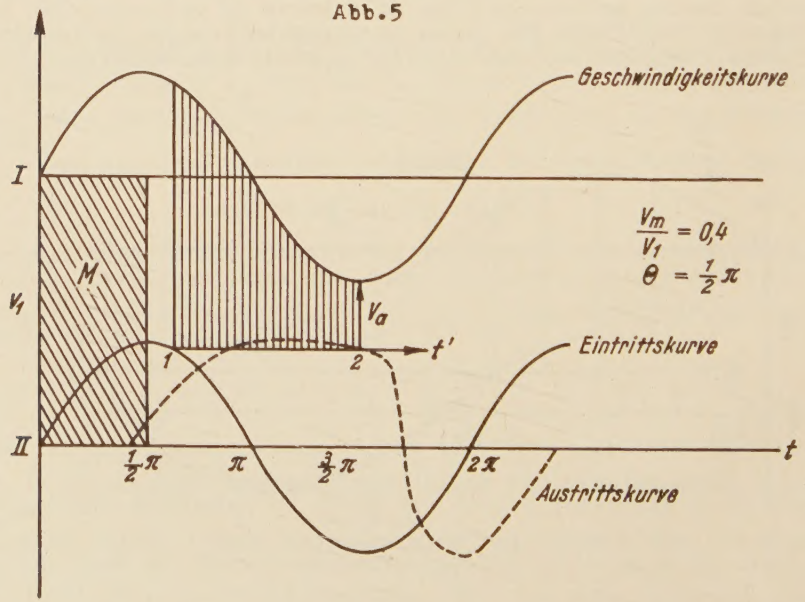


Um nun für spezielle Fälle die Verweilzeit bzw. die Wiederaustrittszeit der Elektronen bestimmen zu können, müssen verschiedene Parameter festgelegt werden. Eine Grösse Θ wird definiert als der Laufzeitwinkel des Elektrons in der Kammer mit der Geschwindigkeit v_1 und der Laufstrecke l. Es ist

$$\Theta = 2\pi\frac{\tau}{T} = \omega\tau = \omega\frac{l}{v_1} \qquad (4)$$

τ sei dabei die nur durch die gleichförmige Geschwindigkeit v_1 bedingte Laufzeit des Elektrons in der Kammer. T bedeutet die Schwingungsdauer des Wechselfeldes.

Abb.5



Ferner sei

$$a = \frac{\mathfrak{u}}{U_b} \qquad (5)$$

das Verhältnis des Maximalwertes der Wechselspannung zur Beschleunigungsspannung. Da das Spannungsverhältnis in die Kurven unmittelbar nicht eingeht, sondern nur das Geschwindigkeitsverhältnis $\frac{v_m}{v_1}$, so ist dafür zu setzen

$$\frac{v_m}{v_1} = \frac{\frac{e}{m}\cdot\frac{E_o}{\omega}}{\sqrt{\frac{2e}{m}U_b}} = \frac{E_o\, l}{2U_b \frac{\omega l}{v_1}} = \frac{\mathfrak{u}}{2U_b\theta} = \frac{a}{2\theta} \qquad (6)$$

Wie die Kurve der Austrittszeiten, die zu den entsprechenden Eintrittszeiten gehört, sich bestimmt, zeigt Abb. 5. Darin ist der Inhalt der schräg schraffierten Fläche M gleich der Wegstrecke l (Länge der Kammer), denn diese ist nach Konstruktion $v_1 . t$. Diesen Weg hat jedes Elektron, gleichgültig wie schnell es unter dem Einfluss der Wechselspannung fliegt, zurückzulegen. Mit Hilfe eines Polarplanimeters wird nun für jede Phase auf der t bzw. t' -Achse ein Punkt 2 bestimmt, so dass der Flächeninhalt der senkrecht schraffierten Fläche gleich dem der Massfläche M wird. Es ergibt sich so für jeden Eintrittspunkt ein bestimmter Austrittspunkt. Der Abstand der beiden Punkte ist gleich der Laufzeit des Elektrons unter dem Einfluss des Wechselfeldes.

Abb. 6 zeigt eine Art Austrittskurven. An Hand dieser Kurven kann man Aussagen machen über die Anzahl der Elektronen, die sich in der Kammer befinden und die in einem bestimmten Zeitintervall am Kammerende eintreffen. Es gibt Zeitintervalle, in denen eine besonders grosse Anzahl ankommen, in denen also der Elektronenstrom gewissermassen fokussiert wird. Die Stärke der Fokussierung ist abhängig von der Anfangsgeschwindigkeit und der Höhe der Wechselspannung. Der Fokussierungspunkt - d. h. der Punkt höchster momentaner Elektronendichte - kann dabei, wie man aus dem Abfall der Austrittskurven sieht, entweder innerhalb der Kammer, am Kammerende oder erst ausserhalb derselben liegen.

II. Der äussere Strom.

Für den Gesamtstrom in einer Laufkammer nach Abb. 1 gilt die Beziehung

$$\mathfrak{J}_{ges} = J_s + \mathfrak{J}_i \quad . \qquad (7)$$

Hierbei bedeutet J_s den konstanten bei 2 in die Kammer eintretenden Strahlstrom. Ihm ist ein Wechselstrom $\mathfrak{J}_i$ überlagert, der dadurch zustande kommt, dass die Einzelladungen zeitlich verschiedene Geschwindigkeiten v(t) haben. Im folgenden soll eine Möglichkeit gezeigt werden, wie man diesen Strom ermitteln kann. Zunächst gilt für den Strom bei nur einem Elektron

$$\frac{e}{t} = i_i = \frac{e}{l} v_i(t) \qquad (8)$$

Um den Gesamtstrom in einem bestimmten Zeitpunkt zu ermitteln, muss man alle in der Kammer befindlichen Ladungen betrachten und zwar immer unter Berücksichtigung ihrer jeweiligen Geschwindigkeiten, die ja je nach der Eintrittsphase verschieden sind.

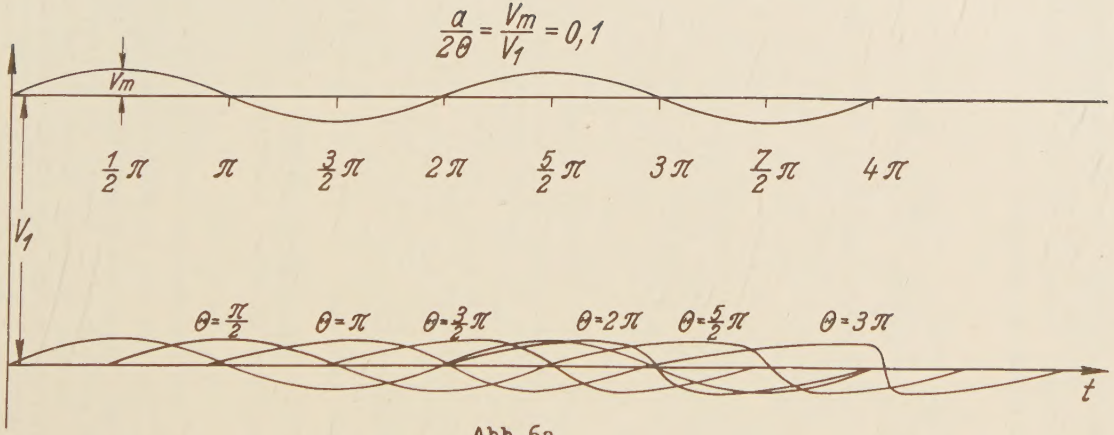

$\frac{a}{2\theta} = \frac{V_m}{V_1} = 0{,}1$
V_m
$\frac{1}{2}\pi$
π
$\frac{3}{2}\pi$
2π
$\frac{5}{2}\pi$
3π
$\frac{7}{2}\pi$
4π
V_1
$\theta = \frac{\pi}{2}$
$\theta = \pi$
$\theta = \frac{3}{2}\pi$
$\theta = 2\pi$
$\theta = \frac{5}{2}\pi$
$\theta = 3\pi$
t

Abb.6a

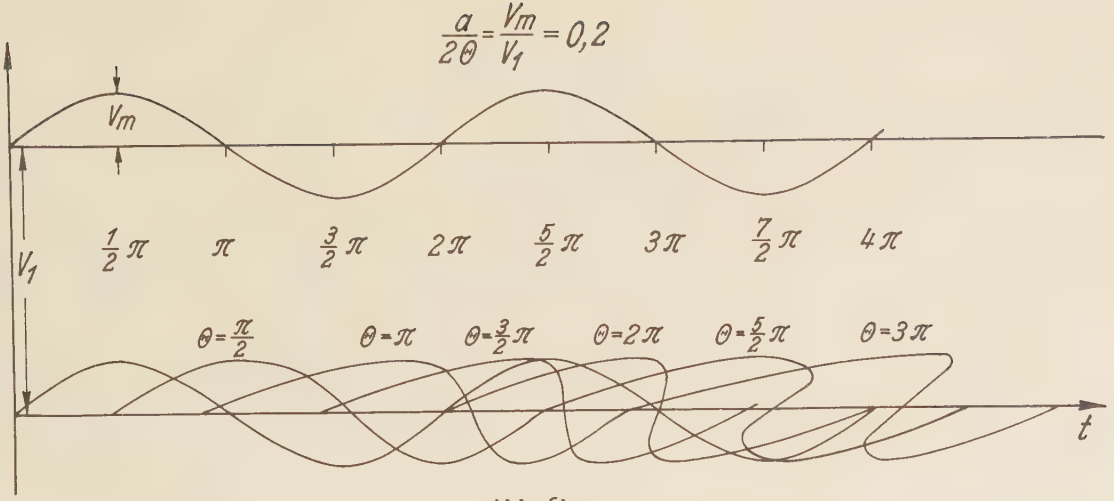

$\frac{a}{2\Theta} = \frac{V_m}{V_1} = 0{,}2$
V_m
V_1
$\frac{1}{2}\pi$
π
$\frac{3}{2}\pi$
2π
$\frac{5}{2}\pi$
3π
$\frac{7}{2}\pi$
4π
$\Theta = \frac{\pi}{2}$
$\Theta = \pi$
$\Theta = \frac{3}{2}\pi$
$\Theta = 2\pi$
$\Theta = \frac{5}{2}\pi$
$\Theta = 3\pi$
t

Abb.6b

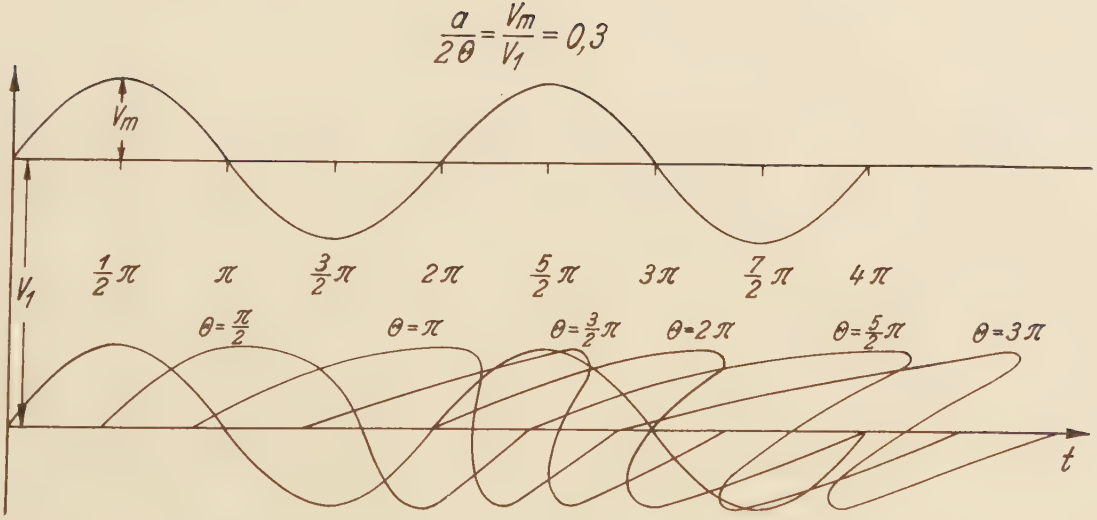

$\frac{a}{2\theta} = \frac{V_m}{V_1} = 0{,}3$
V_m
V_1
$\frac{1}{2}\pi$
π
$\frac{3}{2}\pi$
2π
$\frac{5}{2}\pi$
3π
$\frac{7}{2}\pi$
4π
$\theta = \frac{\pi}{2}$
$\theta = \pi$
$\theta = \frac{3}{2}\pi$
$\theta = 2\pi$
$\theta = \frac{5}{2}\pi$
$\theta = 3\pi$
t

Abb.6c

$$\frac{a}{2\Theta} = \frac{V_m}{V_1} = 0{,}4$$

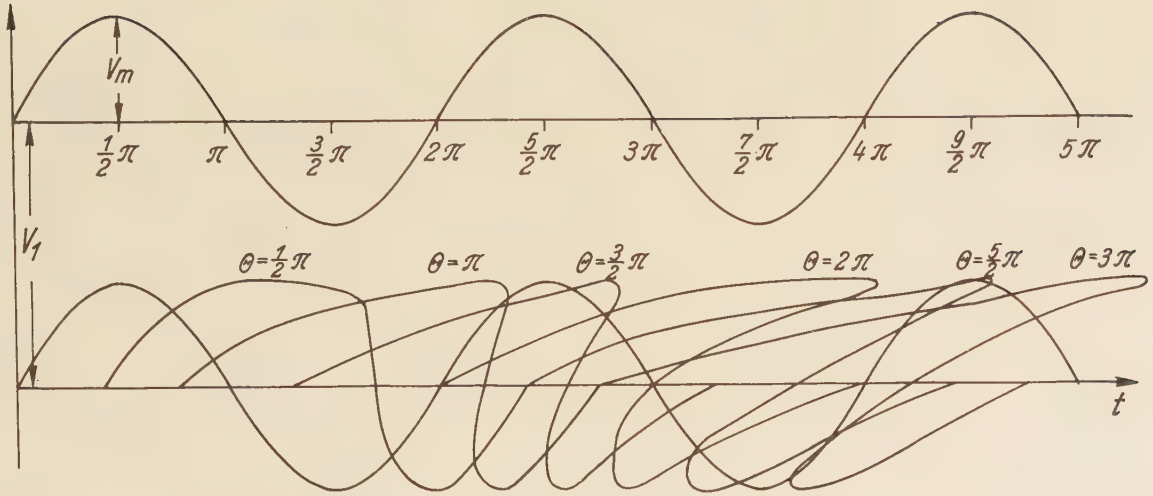


Abb.6d

$$\frac{a}{2\Theta} = \frac{V_m}{V_1} = 0{,}5$$

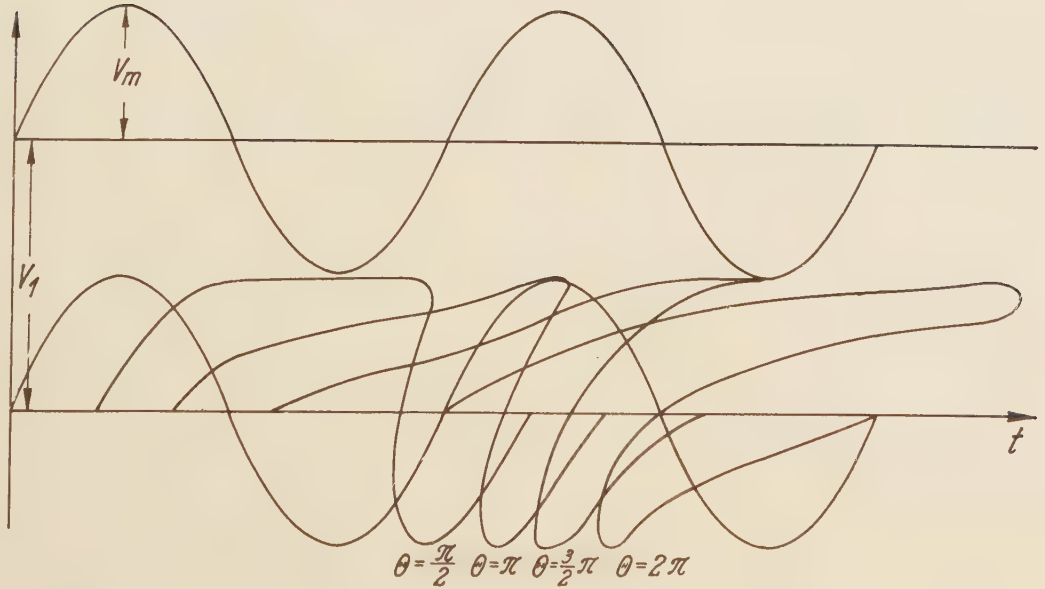
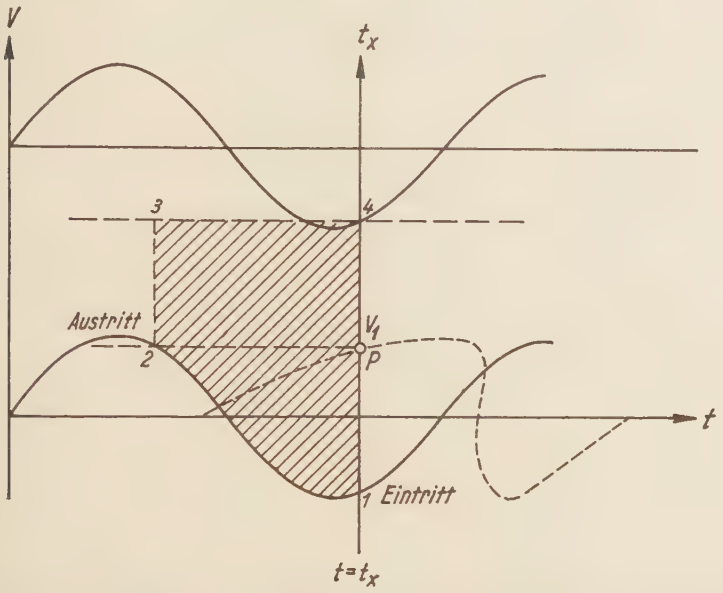


Abb.6e

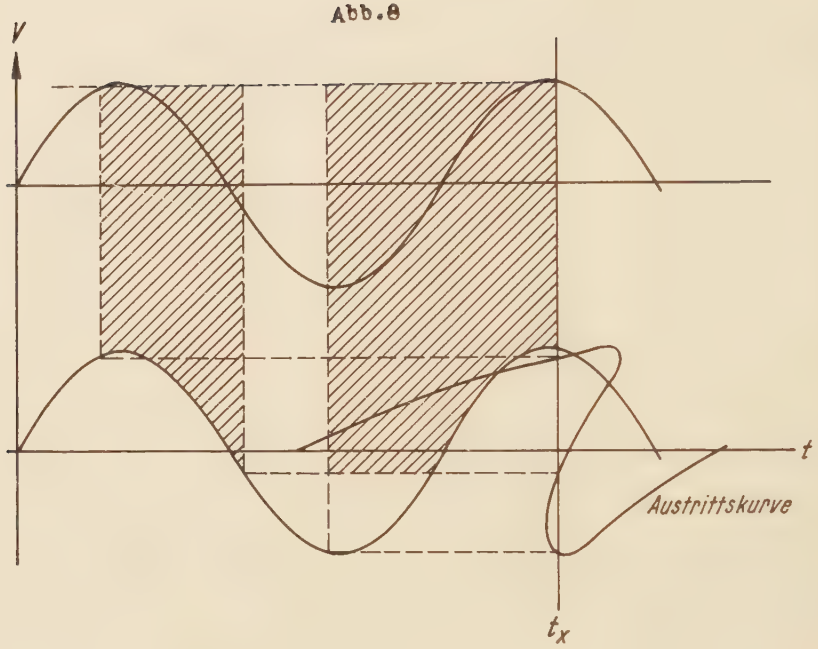
Es muss also über alle $v_i(t)$ summiert werden, sodass man aus $\sum_1^e v_i(t)$ den Momentanwert des Stromes erhält. Die zur Ermittlung der zu einer ganzen Stromperiode gehöhrenden Momentanströme erforderliche Integration wird wieder graphisch durchgeführt. Zur Integration, die wieder auf eine Flächenbestimmung hinausläuft, dienen die bereits vorhandenen Kurven nach Abb.6 .



In Abb. 7 ist der Vorgang im einzelnen dargestellt. Es soll der Momentanstrom zur Zeit $t = t_x$ bestimmt werden. Zu dieser Zeit tritt soeben an der Stelle 1 ein Elektron in die Kammer mit der Geschwindigkeit v_1 ein. Das dem Punkt P zugeordnete Elektron liegt auf der Eintrittskurve an der Stelle 2. Dieses Elektron verlässt also soeben wieder die Kammer. Das Lot von der durch den Punkt 4 gehenden Hilfsabszisse zum Punkte 2 gibt die Momentangeschwindigkeit des austretenden Elektrons an. Der Gesamtstrom $\mathfrak{J}_{ges}$ wird demnach durch die schraffierte Fläche dargestellt. In der Abb. 8 sind die Verhältnisse etwas komplizierter, sodass über gewisse Kurvenstücke nicht mehr integriert werden darf, weil dort die Elektronen eine relativ hohe Geschwindigkeit besassen und die Kammer bereits wieder verlassen haben.

Um nun ein Bild von der gesamten Stromperiode zu gewinnen muss man die Zeit t_x über die ganze Periode variieren und die zugehöhrigen Momentanströme bestimmen. Die so unmittelbar gewonnenen Kurven sind in Abb. 9 dargestellt. Aus der Kurvenform ersieht man, dass gegenüber der angelegten Wechselspannung $\mathfrak{U} = \frac{E_0}{1} \cos \omega t$ sowohl starke Oberwellenbildung als auch eine von den Parametern abhängige Phasenverschiebung auftritt. Der Abfall nach dem Strommaximum ist insbesondere dann sehr steil, wenn der Fokussierungs-

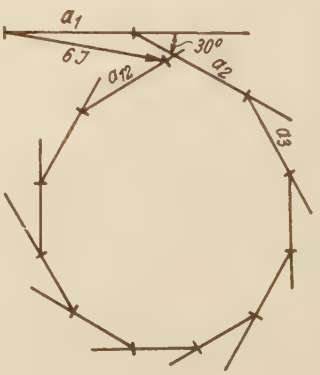
Abb.8



punkt sich nahe dem Kammerende befindet. Für die folgenden Betrachtungen werden die höheren Harmonischen 2ω, 3ω usw. jedoch zunächst als kurzgeschlossen betrachtet.

Die Amplitude und Phase der Grundwelle wurde im vorliegenden Fall nach dem R o t h e schen Verfahren aus 12 Momentanwerten a_1, a_2.....a_{12} herausanalysiert.(Abb.1o)

Abb.1o



Um jedoch die wahren Ströme zu erkennen, müssen die Beträge der Vektoren noch reduziert werden. Aus Zweckmässigkeitsgründen wurde nämlich bei der Integration ausser acht gelassen, dass die Kammerlänge l in Gleichung (8) im Nenner steht. In allen Fällen wurde daher das Verhältnis der Amplitude zum entsprechenden Mittelwert einer jeden Kurve gebildet. Die weitere Auswertung gibt also ausser der Phase nur noch das Verhältnis der Amplitude der Grundwelle zum Strahlstrom wieder. Die Ortskurven der erhaltenen Stromvektoren ergeben ein Diagramm

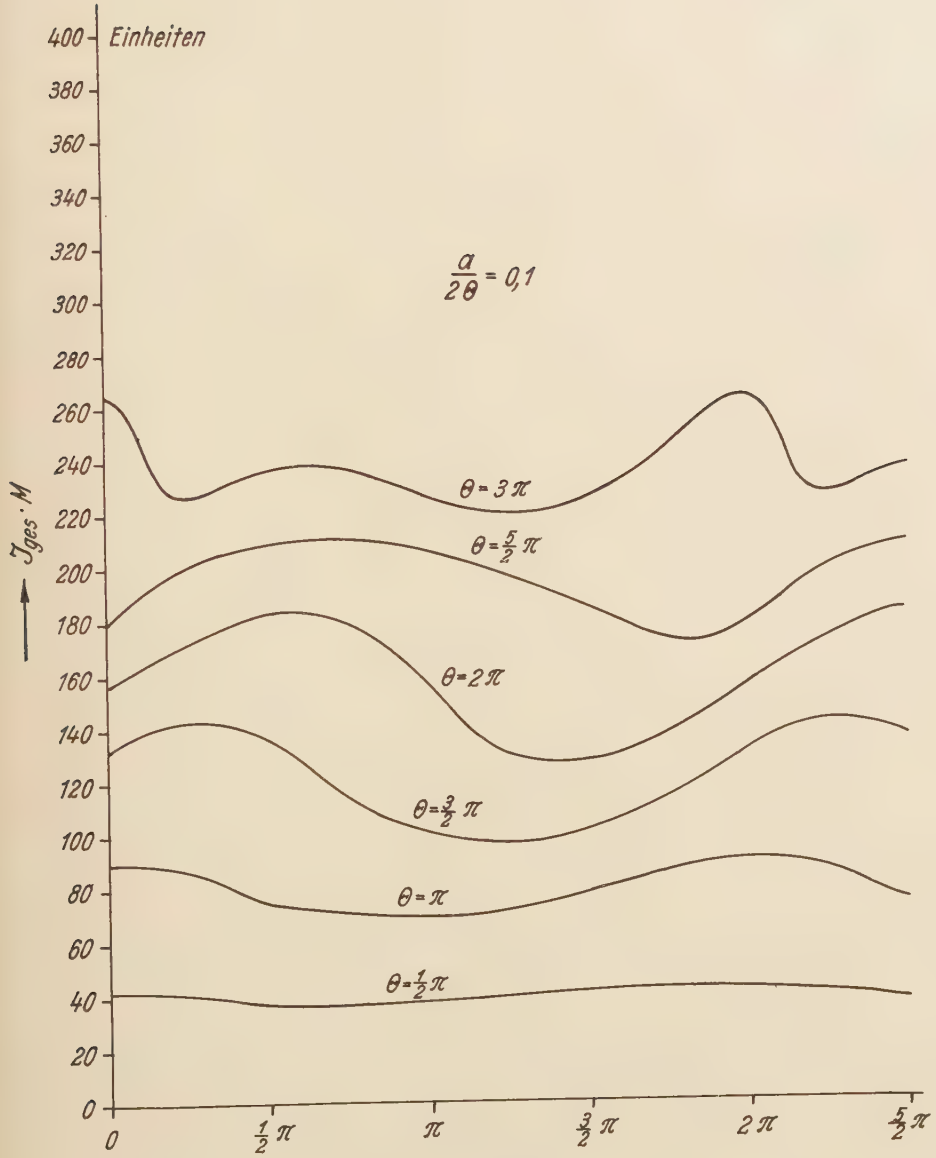

400
Einheiten
380
360
340
320
300
280
260
240
220
200
180
160
140
120
100
80
60
40
20
0
$\frac{a}{2\theta} = 0{,}1$
$J_{ges} \cdot M$
$\theta = 3\pi$
$\theta = \frac{5}{2}\pi$
$\theta = 2\pi$
$\theta = \frac{3}{2}\pi$
$\theta = \pi$
$\theta = \frac{1}{2}\pi$
0
$\frac{1}{2}\pi$
π
$\frac{3}{2}\pi$
2π
$\frac{5}{2}\pi$

Abb.9a

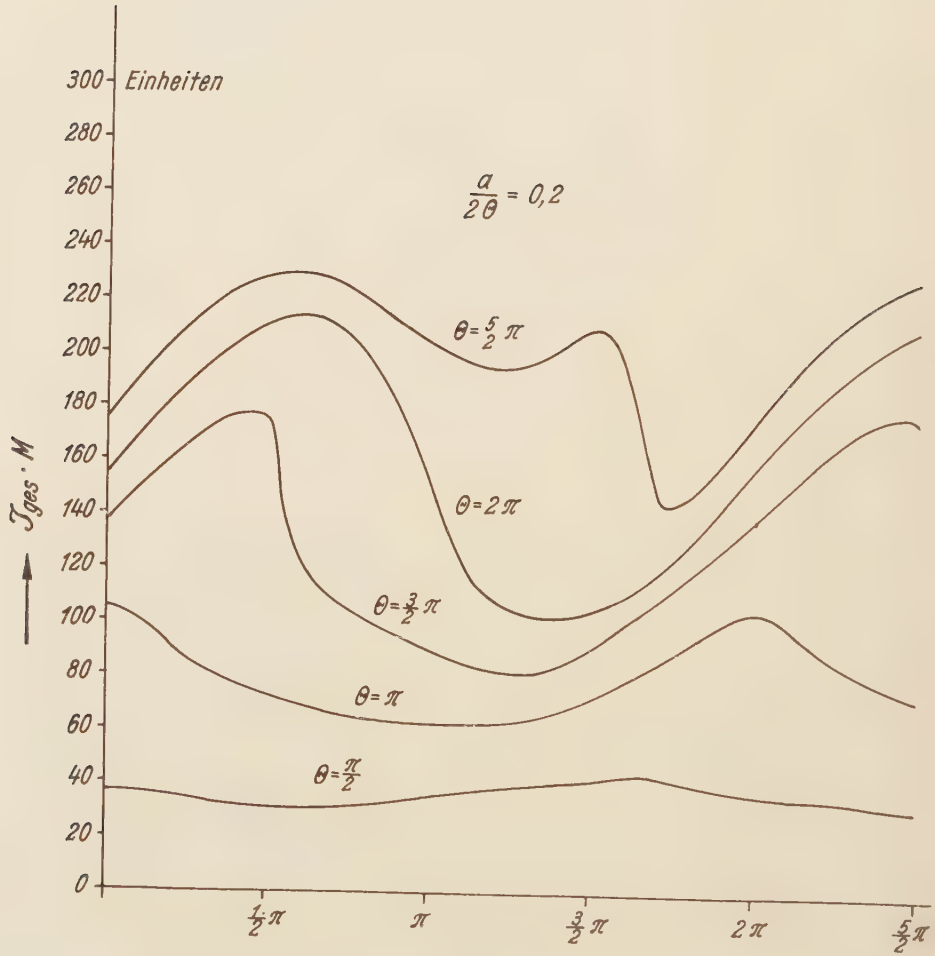

300
280
260
240
220
200
180
160
140
120
100
80
60
40
20
0
Einheiten
$J_{ges} \cdot M$
$\frac{a}{2\Theta} = 0{,}2$
$\Theta = \frac{5}{2}\pi$
$\Theta = 2\pi$
$\Theta = \frac{3}{2}\pi$
$\Theta = \pi$
$\Theta = \frac{\pi}{2}$
$\frac{1}{2}\pi$
π
$\frac{3}{2}\pi$
2π
$\frac{5}{2}\pi$

Abb.9b

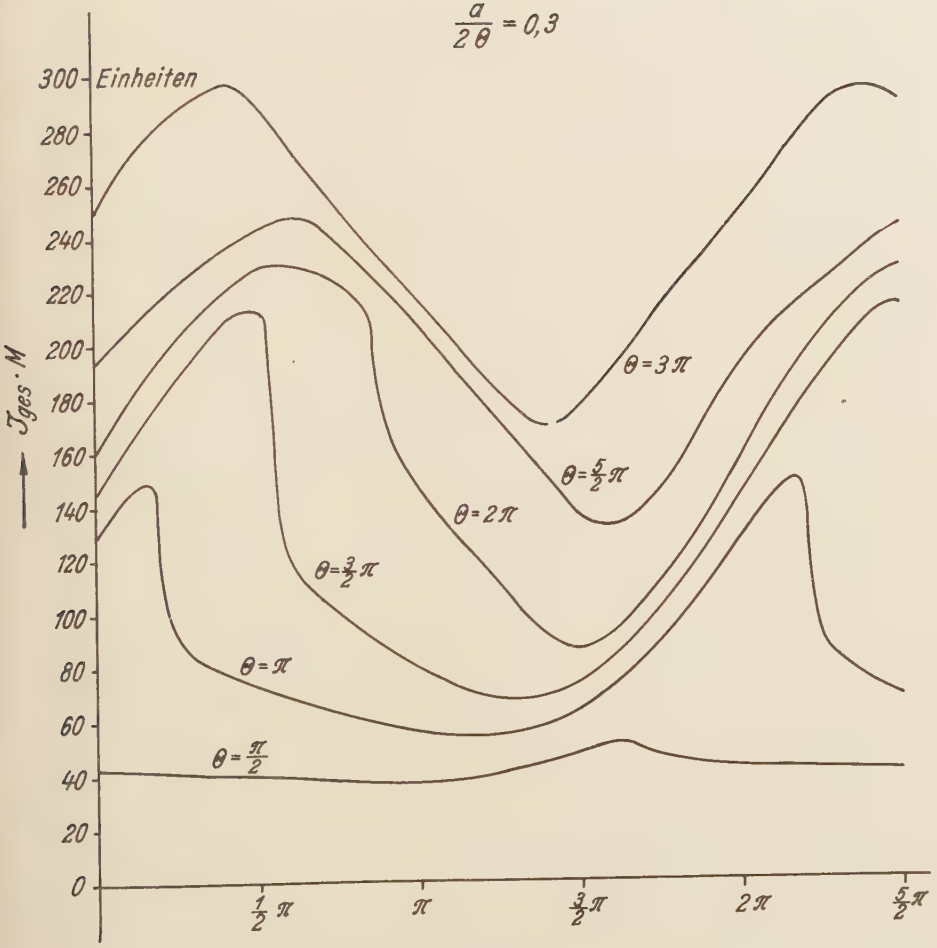

$\frac{a}{2\theta} = 0{,}3$
Einheiten
300
280
260
240
220
200
180
160
140
120
100
80
60
40
20
0
$J_{ges} \cdot M$
$\theta = 3\pi$
$\theta = \frac{5}{2}\pi$
$\theta = 2\pi$
$\theta = \frac{3}{2}\pi$
$\theta = \pi$
$\theta = \frac{\pi}{2}$
$\frac{1}{2}\pi$
π
$\frac{3}{2}\pi$
2π
$\frac{5}{2}\pi$

Abb.9c

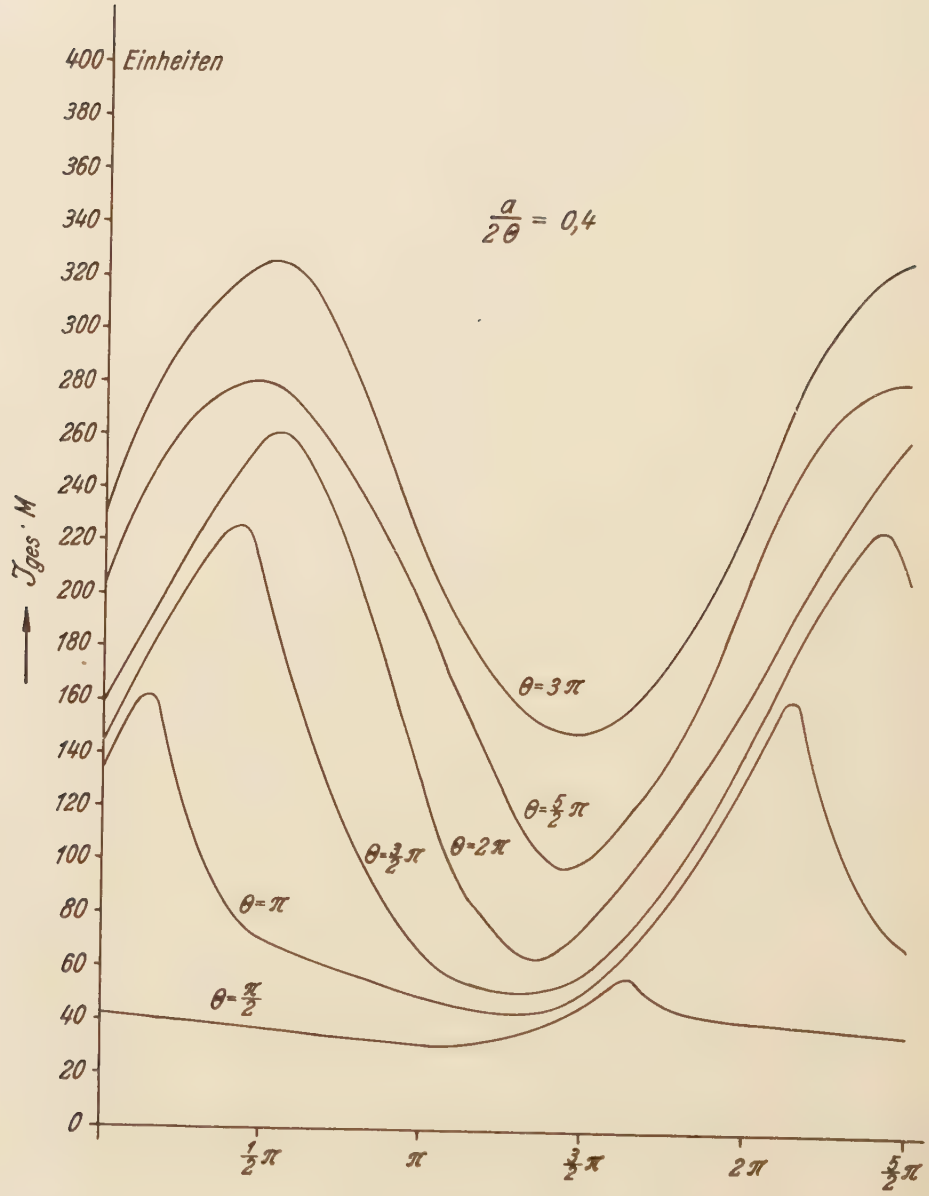

Einheiten
400
380
360
340
320
300
280
260
240
220
200
180
160
140
120
100
80
60
40
20
0
$\frac{a}{2\theta} = 0{,}4$
$J_{ges} \cdot M$
$\theta = 3\pi$
$\theta = \frac{5}{2}\pi$
$\theta = 2\pi$
$\theta = \frac{3}{2}\pi$
$\theta = \pi$
$\theta = \frac{\pi}{2}$
$\frac{1}{2}\pi$
π
$\frac{3}{2}\pi$
2π
$\frac{5}{2}\pi$

Abb. 9d

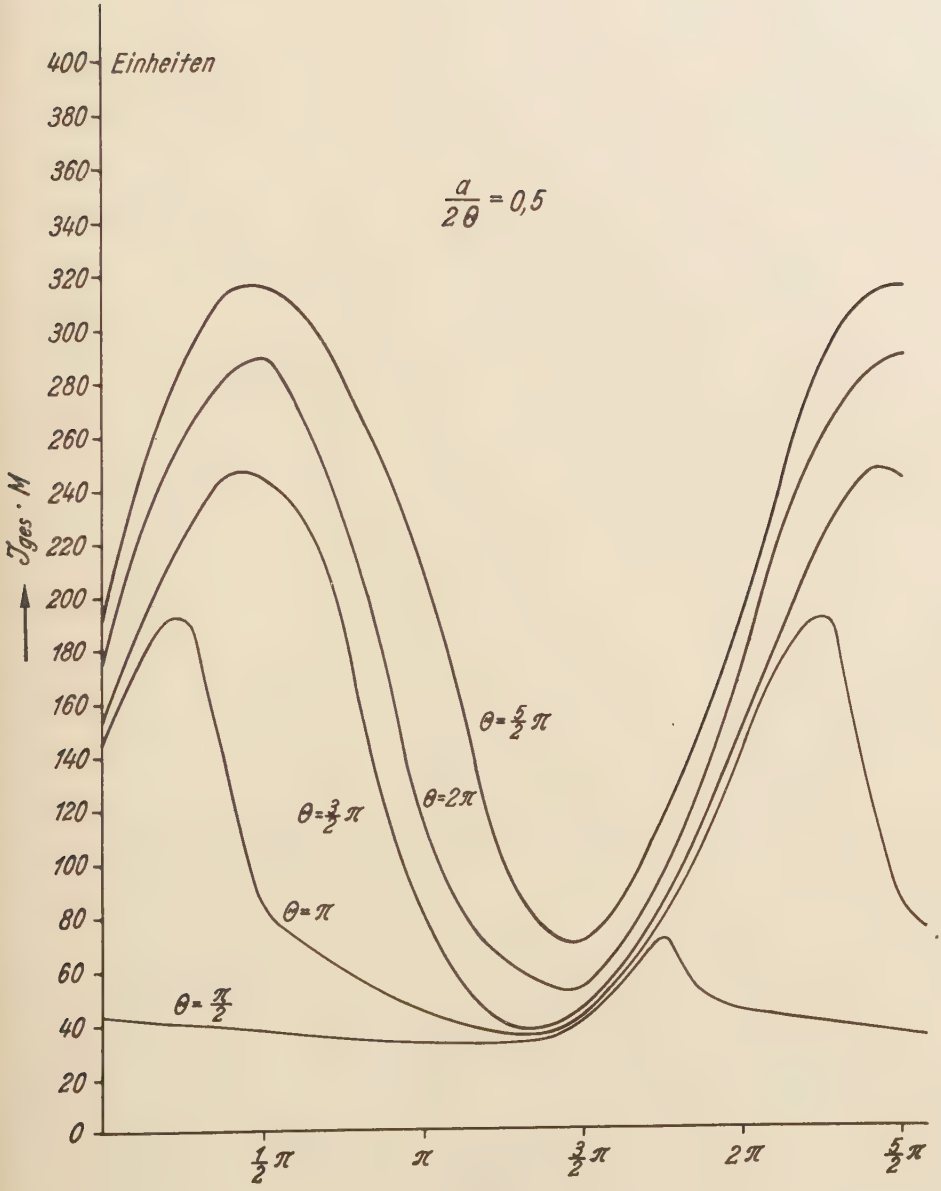

400
Einheiten
380
360
340
320
300
280
260
240
220
200
180
160
140
120
100
80
60
40
20
0
$\frac{a}{2\theta} = 0{,}5$
$J_{ges} \cdot M$
$\theta = \frac{5}{2}\pi$
$\theta = 2\pi$
$\theta = \frac{3}{2}\pi$
$\theta = \pi$
$\theta = \frac{\pi}{2}$
$\frac{1}{2}\pi$
π
$\frac{3}{2}\pi$
2π
$\frac{5}{2}\pi$

Abb.9a

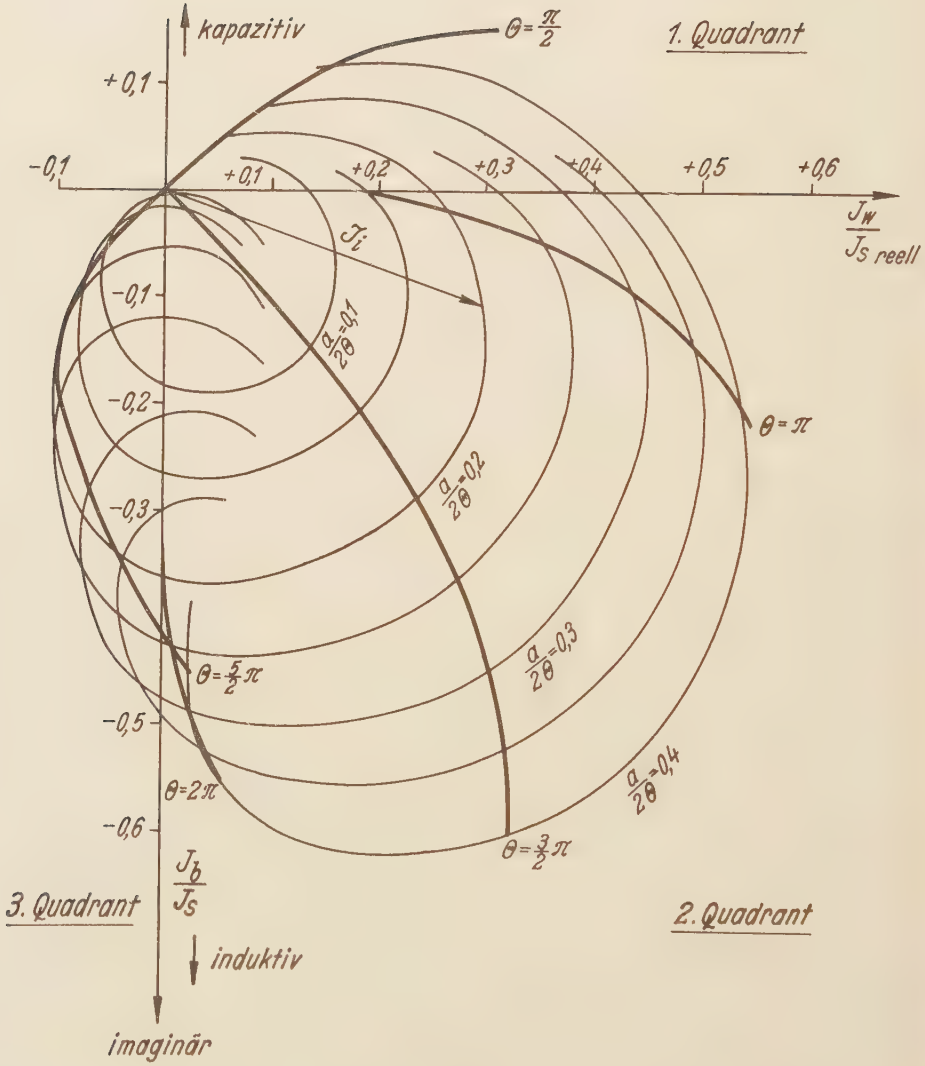

kapazitiv
Θ=π/2
1. Quadrant
+0,1
-0,1
+0,1
+0,2
+0,3
+0,4
+0,5
+0,6
J_W / J_S reell
J_i
-0,1
-0,2
-0,3
-0,5
-0,6
a/2Θ=0,1
a/2Θ=0,2
a/2Θ=0,3
a/2Θ=0,4
Θ=π
Θ=5/2 π
Θ=2π
Θ=3/2 π
J_b / J_S
3. Quadrant
2. Quadrant
induktiv
imaginär

Abb.11

nach Abb.11 . Die Vektoren setzen sich dabei aus einem reellen und einem rein imaginären Wert zusammen. $\frac{J_w}{J_s}$ bedeutet das Verhältnis des Wirkstromes zum Strahlstrom während $\frac{J_b}{J_s}$ das Verhältnis des Blindstroms zum Strahlstrom bedeutet.

Die Ungenauigkeiten, die dem Diagramm an manchen Stellen, insbesondere im 1. und 3. Quadranten, anhaften, sind auf folgende Gründe zurückzuführen:

1. Zeichenfehler der benutzten Kurven (Geschwindigkeits-, Eintritts-, Austritts-, Stromkurven.)
2. Messungenauigkeit des Polarplanimeters.
3. Fehler bei der Harmonischenanalyse.

III. Auswertung der zwischen Strom und Spannung bestehenden Beziehungen

Die in dem Diagramm nach Abb. 11 verknüpften Beziehungen stellen eine Funktion $f(\mathfrak{U}, J_i, U_b, J_s, \omega, l)$ dar. Das Verhalten der Funktion wird für grössere Geschwindigkeitsaussteuerungen und Laufzeitwinkel immer komplizierter. Schon für den Wert $\frac{v_m}{v_l} = 0{,}4$ treten im dritten Quadranten keine Lösungen mehr auf. Bei noch grösseren Aussteuerungen biegen die Kurven zu immer kleineren Phasenwinkeln ab. Die Geschwindigkeit der Elektronen wird für $\frac{v_m}{v_l}=0{,}5$ bereits zu 100% durchgesteuert. Für $\frac{v_m}{v_l} = 0{,}5$ gibt es nämlich Elektronen gewisser Phasenbereiche, die infolge des Gegenfeldes anfangen rückwärts zu laufen und dabei zum Teil wieder aus der Kammer herausgetrieben werden.

Für manche Fälle ist es günstiger, den direkten Zusammenhang des Stromes mit der Spannung und Frequenz zu haben. Längs einer Ortskurve $\frac{a}{2\Theta} = \frac{\mathfrak{U}}{2U_b\Theta} = \text{const}$ nimmt die Spannung entsprechend der Änderung von Θ die verschiedensten Werte an. Da die Werte einfach bestimmbar sind, kann man die Kurve $\frac{\mathfrak{U}}{U_b} = \text{const}$ sofort bilden. Die Kurven $\Theta = \text{const}$ sind unmittelbar Kurven gleicher Frequenz, denn aus (4) folgt $f = \frac{\Theta v_1}{2\pi l}$. Die Grössen v_1 und l sollen konstant sein. Abb. 12 stellt das neue Diagramm dar.

Unterzieht man die Phase des Stromes bei den verschiedenen Parametern einer näheren Betrachtung, so kann man folgende Feststellung machen: Der Strom eilt bei kleinen Laufzeiten und Spannungsverhältnissen der Spannung, deren Richtung die reelle Achse ist, vor. Das bedeutet, dass die Diodenstrecke für diesen Bereich kapazitiv wirkt. Es ist das ein Verhalten, wie es auch in den unter 1) zitierten Arbeiten festgestellt wurde. Für grössere Laufzeitwinkel als $\Theta = \pi$ oder bei grossen Aussteuerungen auch schon vorher, wird das Verhalten der Strecke hingegen induktiv.

Für die zwischen Strom und Spannung bestehenden Beziehungen ist der Innenwiderstand der Anordnung massgeblich.

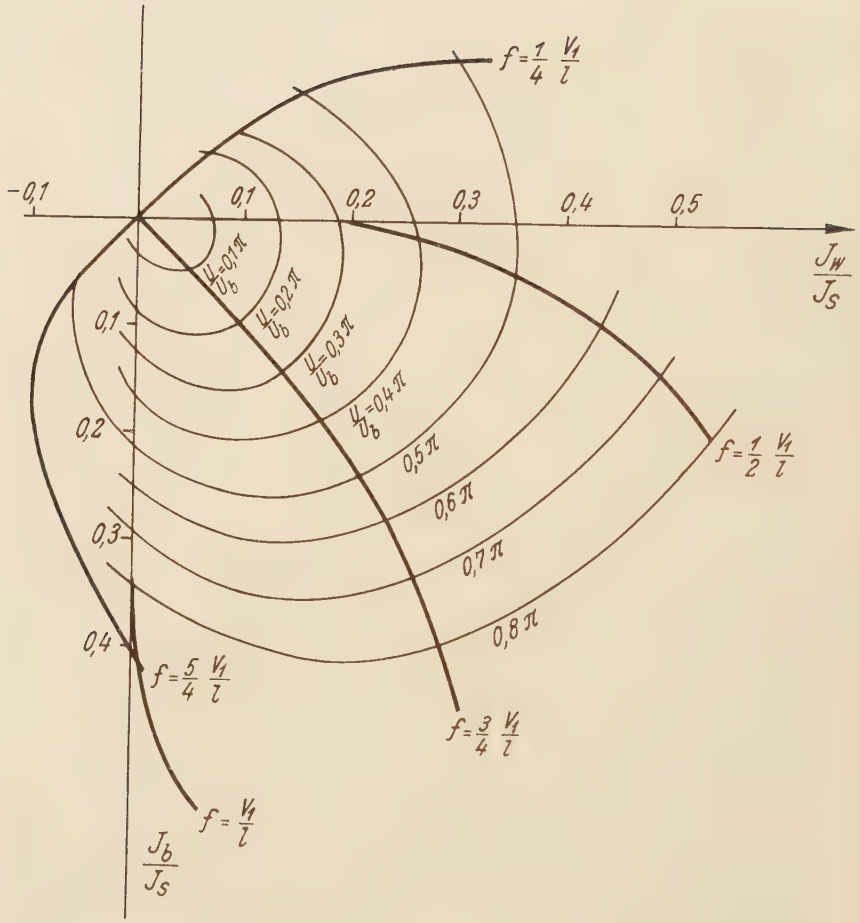

f = 1/4 V1/l
-0,1
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
Jw/Js
U1/Ub = 0,1π
U1/Ub = 0,2π
U1/Ub = 0,3π
U1/Ub = 0,4π
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5π
0,6π
0,7π
0,8π
f = 1/2 V1/l
f = 5/4 V1/l
f = 3/4 V1/l
f = V1/l
Jb/Js

Abb.12

Er ist definiert als

$$\mathfrak{R}_i = \frac{\mathfrak{U}}{\mathfrak{J}_i}$$

$\mathfrak{R}_i$ ist aus Abb. 12 , wo der entsprechende Strom abgelesen wird, zu ermitteln. Der Wirkwiderstand hat dann für eine gegebene Frequenz den Betrag

$$R = \frac{a}{\alpha} \frac{U_b}{J_s} .$$

Darin bedeutet $\alpha = \frac{J_w}{J_s}$.

Der Blindwiderstand, der je nach dem Vorzeichen von J_b kapazitiv oder induktiv sein kann, wird, wenn $\beta = \frac{J_b}{J_s}$ ist

$$X = \frac{a}{\beta} \frac{U_b}{J_s} .$$

Mit den beiden Grössen R und X ist sowohl der dämpfende als auch der verstimmende Einfluss der Kammer auf einen äusseren elektrischen Schwingungskreis bekannt.

Wie man aus dem Diagramm weiter sieht, kann das Wirkstromverhältnis schwach negative Werte annehmen. Der Wirkwiderstand wird somit negativ und die Diodenstrecke kann unter Umständen zusammen mit einem Schwingungskreis als Generator dienen. Wenn Schwingungen entstehen sollen, muss die Summe des Innenwiderstandes der Kammer und des Aussenwiderstandes des Kreises gleich Null werden. Unter der Annahme, dass die induktive Blindkomponente der Diodenstrecke durch Verstimmung des äusseren Kreises kompensiert sei, ergibt sich dann für die Spannung am Kreis

$$\mathfrak{U} = \alpha J_s R_a$$

Für die Beschleunigungsspannung folgt daraus $U_b = \frac{\mathfrak{U}}{a}$. Die Frequenz ist gegeben zu $f = \frac{\theta \cdot \sqrt{\frac{2e}{m} \cdot U_b}}{2\pi l}$. Der Wirkungsgrad des Generators beträgt $\eta = \frac{1}{2} \alpha a$.

Neben der Eigenschaft der Laufkammer, unter geeigneten Umständen Schwingungen erregen zu können, besteht prinzipiell noch die Möglichkeit Schwingungen zu vervielfachen. Die Wechselspannungen der Harmonischen, die an einem auf sie abgestimmten Aussenwiderstand auftreten, werden jedoch ihrerseits Rückwirkungen auf die Laufzeit- und Stromkurven ausüben, sodass eine Beurteilung an Hand der hier ermittelten Stromkurven nicht möglich ist.

Zusammenfassung

An einer Diodenstrecke wurden die elektrischen Vorgänge unter der Annahme untersucht, dass die Elektronen mit einer endlichen Anfangsgeschwindigkeit eintreten, und dann ein hochfrequentes elektrisches Feld relativ hoher Amplitude vorfinden. Es wurde eine graphische Methode benutzt, die die Bestimmung der Laufzeit der Elektronen aller Phasenlagen und des an den Elektroden influenzierten Stromes ermöglicht. Die gewonnenen Ergebnisse über den influenzierten Strom wurden mit der angelegten Wechselspannung in Beziehung gebracht. Dabei wurde festgestellt, dass die Stromkurven einen hohen Gehalt an Oberwellen haben und dass ferner die Diodenstrecke unter Umständen einen negativen Widerstand darstellen kann. Die an einem äusseren elektrischen Schwingkreis aufgeschaukelte Spannung wird für diesen Fall ermittelt.

Zunächst war beabsichtigt den Schwerpunkt der Arbeit auf das experimentelle Gebiet zu legen. Die experimentellen Untersuchungen, die eine Bestätigung der gewonnenen theoretischen Erkenntnisse geben sollten, mussten infolge aussergewöhnlicher Umstände (Einberufung zum Kriegsdienst) abgebrochen werden.

Schrifttum

1) Benham, W.E.; Phil. Mag.5 (1928) 641; 9(1931) 457;
Müller, J. , Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 41(1933)156;
Llewllyn, Proc. Inst. Radio Eng. 21(1933)1532, 23,(1935)112;
Müller, J., Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 43(1934)195:
Müller, J., Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 46(1935)145;
Webster, D.,J. App.Phys. 1o(1939)5o1;
2) Heil, Z. f. Phys. 95(1935)752:
Hahn u. Metcalf, Proc. I.R.E. 27(1939)1o6;
3) Varian, H.u.S.F., J. App. Phys. 9(1938)654:
Haeff, A.V., Electronics, (Febr. 1939)3o;

Lebenslauf

Ich bin am 21. Februar 1916 als Sohn des Reichsbahninspektors Paul Wehde und seiner Ehefrau Emma, geb. Bohner, in Weingarten (Württ.) geboren. Zunächst besuchte ich drei Jahre die Volksschule in Meckenbeuren (Württ.). Die Oberrealschule besuchte ich neun Jahre und zwar vier zu Schwenningen am Neckar und fünf zu Halle/Saale. Dort legte ich Ostern 1934 auf der Städtischen Oberrealschule die Reifeprüfung ab. Hierauf studierte ich, nachdem ich den Wehrdienst abgeleistet hatte, an der Universität Halle zwei Semester Physik, Mathematik und Chemie. Mein Studium führte ich seit 1937 an der Universität Berlin fort. Vom Januar 1939 bis zu meiner Einberufung zum Kriegsdienst im August 1939 arbeitete ich in einem Industrielaboratorium an vorliegender Arbeit, da an den Universitätsinstituten keine Arbeitsplätze mehr vorhanden waren. Herrn Dozent Dr. Hinderer, der den Fortgang der Arbeit stets mit reger Anteilnahme verfolgte, danke ich für sein Entgegenkommen bei der Wahl des Themas und für seine Hilfsbereitschaft, die es mir ermöglichte, die Arbeit während meines Fronturlaubs endgültig zum Abschluß zu bringen.

Herstellung: VDI-Verlag GmbH, Berlin NW 7